

$\hbar\Gamma_0 = 2.3$  мэВ, величина поверхностного электрического поля  $F_S = 38.41$  кВ/см и толщина ОПЗ  $L = 116$  нм.

Характерной особенностью данного спектра является наличие дополнительного пика (так называемого «спайка») в области 2.7930 эВ. Следует отметить, что спайк в нашем расчете появляется при разумных значениях объемного затуха-

экситона, зависящими от величины поверхностного электрического поля [17]. Тот факт, что для проявления левого спайка не требуется слишком малого затухания, делает рассматриваемый механизм более реальным, чем механизм, описанный в [11]. В частности, разрешается противоречие между значениями  $\Gamma$ , получаемыми из исследований отражения и люминесценции [18].

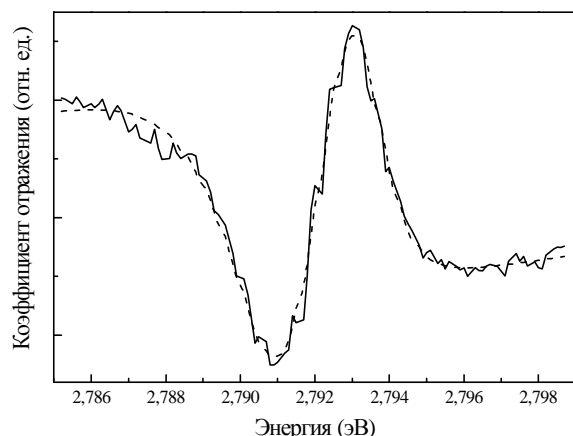


Рисунок 1. Экспериментальный (сплошная линия) и рассчитанный (штриховая) контуры полосы экситонного отражения **ZnSe** при 80K

ния  $\hbar\Gamma_0$ . Вместе с тем, такая форма экситонного спектра представляет собой большую трудность объяснения в рамках модели однородного мертвого слоя, так как требует значительно меньших ( $\sim 10^{-5}$  эВ) значений затухания экситона [11].

Наблюдаемое согласие между результатами расчета и эксперимента свидетельствует о справедливости использованной многослойной модели ОПЗ с параметрами свободного

#### СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. V.P.Gribkovskii, L.G.Zimin, S.V.Gaponenko et al. *Phys.stat.sol. (b)*, **158** (1990) 359
2. М.С.Бородин, П.С.Кособуцкий, С.Г.Шевель. *ФТТ*, **21** (1979) 2510
3. Б.В.Новиков, Г.Роппишер, В.Г.Талалаев. *ФТТ*, **3** (1979) 817
4. В.В.Соболев, В.И.Донецких, Е.Ф.Загайнов. *ФТП*, **12** (1978) 1089
5. S.Satoh, K.Igahi. *Jap.J. of Appl. Phys.*, **19** (1980) 1953
6. Е.Ф.Гросс, С.А.Пермогоров, А.Н.Резницкий, Е.Н.Усаров. *Проблемы физики соединений  $A_2B_6$* . Вильнюс. (1972) 38
7. Г.Роппишер, Б.В.Новиков, И.Якобс. *ФТП*, **17** (1975) 2178
8. Б.Сегалл *Труды IX Международной конференции по физике полупроводников*, М. (1968) 450
9. М.И.Страшников. *ФТТ*, **17** (1975) 729
10. К.А.Дмитриенко, Л.В.Тараненко, С.Г.Шевель, А.В.Маринченко. *ФТП*, **19** (1985) 788
11. J.J.Hopfield, D.G.Thomas. *Phys.Rev.*, **132** (1963) 563
12. В.И.Сугаков, В.Н.Хотяинцев. *ЖЭТФ*, **70** (1976) 1566
13. Э.Г.Скайтис, В.Н.Хотяинцев. *ФТТ*, **24** (1982) 3648
14. В.А.Киселев. *ФТТ*, **21** (1979) 1069
15. С.И.Пекар. *ЖЭТФ*, **33** (1957) 1022
16. Л.М.Бреховских. *Волны в слоистых средах*. М., (1973) С.502
17. Yu.P.Rakovich, L.Bryja, M.Ciorga, J.Misiewicz, M.Heuken, K.Heime, G.P.Yablonskii. *Thin Solid Films* **364** (2000) 287.
18. Г.В.Бенеманская, Б.В.Новиков, А.Е.Чередниченко *ФТТ* **19** (1977) 1389.

УДК 621.378

**Русаков К.И., Паращук В.В.**

## ВОЛНОВОДНЫЕ СВОЙСТВА СТРИМЕРНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРОВ

Стримерные лазеры, в которых накачка осуществляется при неполном электрическом пробое полупроводников, являются приборами с уникальными характеристиками. В условиях сильного возбуждения полупроводников стримерными разрядами концентрация неравновесных носителей заряда в канале стримера достигает  $\sim 10^{20}$  см<sup>-3</sup>, а интенсивность свечения – величин порядка  $10^9 \div 10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup> [1]. При столь сильном возбуждении полупроводника становятся возможными различные нелинейные процессы, в том числе и эффекты самовоздействия. Ранее авторами была показана возможность режима самоканалирования излучения, позволяющего объяснить нитевидную форму стримерного разряда, получен критерий самоканалирования в квазиоптическом приближении и определен радиус волноводного канала [2]. Однако до настоящего времени практически не обсуждалось влияние нерав-

новесных носителей на параметры волноводного канала, поэтому в данной работе проведен анализ возможных механизмов формирования оптического волновода в стримерном лазере с учетом данного процесса.

Одной из особенностей стримерных лазеров является существенная оптическая нелинейность рабочей полупроводниковой среды, обеспечивающей самоканалирование излучения вследствие нелинейной рефракции. К механизмам нелинейной рефракции на рабочих частотах стримерных лазеров, т.е. на краю собственного поглощения, относятся влияние свободных носителей на показатель преломления и влияние интенсивности излучения на их концентрацию. В других частотных диапазонах механизмы нелинейности могут быть другими (взаимодействие с плазмонами, эффект Штарка), но эти процессы мы рассматривать не будем.

Эффекты нелинейной восприимчивости третьего порядка

**Русаков Константин Иванович.** Доцент каф. физики Брестского государственного технического университета. Беларусь, БГТУ, 224017, г. Брест, ул. Московская 267.

**Паращук Валентин Владимирович.** Старший научный сотрудник института физики им. Б.И. Степанова Национальной Академии Наук Беларуси.

в полупроводниках обычно характеризуют показателем преломления, зависящем от интенсивности  $\Phi$  излучения

$$n = n_0 + n_1; \quad n_1 = \alpha \cdot E^2 + \beta \cdot E^4, \quad (1)$$

где  $n_0$  - показатель преломления кристалла,  $n_1$  - коэффициент нелинейности,  $E$  - напряженность электрического поля электромагнитной волны. Самоканалирование не является устойчивым эффектом, но в стримерных лазерах наблюдается ряд факторов, обеспечивающих стабильность канала разряда. В частности, для монокристаллов сульфида кадмия нелинейный коэффициент  $\alpha$  в разложении показателя преломления по полю - положителен, а коэффициент  $\beta$  - отрицателен, вследствие чего световой канал более устойчив, чем в других случаях. Кроме того, устойчивость эффекта самоканалирования повышается в присутствии сильного внешнего электрического поля, характеризующегося высокой анизотропией, вызывающей появление направлений самоконцентрирования поля в объеме полупроводника [3]. Необходимо также принять во внимание, что в разрядном канале присутствует плазма неравновесных носителей заряда, что способствует образованию светового канала.

Оценки изменения показателя преломления в канале стримера, а также в световом канале лазера, выполненные в работе [4], дали определенные результаты. Так, при учете расходимости излучения, выходящего из стримерного канала в сульфиде кадмия, из выражения

$$\Delta n = 0.5 \cdot n_0 \cdot \sin^2 \theta, \quad (2)$$

где  $\theta$  - угол расходимости ( $7^\circ$ ),  $n_0 = 2.8$ , была получена величина изменения показателя преломления, равная  $\Delta n = 0.02$ . В данном случае считалось, что для образования волноводного канала показатель преломления в канале стримерного разряда превышает показатель преломления невозбужденного кристалла. Однако из выражения (1) следует, что при высокой интенсивности излучения ( $\sim 10^9 \div 10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup>), выходящего из канала стримерного лазера, вследствие аномально больших значений нелинейных коэффициентов в разложении показателя преломления по полю для монокристаллов сульфида кадмия ( $\alpha = 1.2 \cdot 10^{-9}$ ,  $\beta = -1.4 \cdot 10^{-12}$  ед. СГСЭ при  $\lambda = 0.53$  мкм [5]), могут быть получены отрицательные изменения показателя преломления.

Например, при интенсивности излучения  $10^8$  Вт/см<sup>2</sup> и соответствующей ей напряженности вектора  $E = 500$  ед. СГСЭ величина изменения показателя преломления на границе канала, вычисленная по формуле (1), оказывается равной  $n_1 = -0.087$ . Данный результат указывает на наличие сложного профиля показателя преломления от оси канала разряда до его границы, обусловленного нелинейными эффектами самовоздействия излучения стримерного лазера. Расчеты показывают, что при интенсивности излучения порядка  $10^9$  Вт/см<sup>2</sup> модуль величины  $n_1$  окажется близким к единице. Следовательно, самовоздействие светового излучения стримерного лазера может обеспечить создание волноводного канала.

Рассмотрим теперь влияние неравновесных носителей заряда на излучательные процессы в стримерном лазере. Будем приближенно считать, что существует линейная зависимость между концентрацией носителей и изменением показателя преломления,

$$\delta n = \sigma N, \quad (3)$$

где  $\sigma$  - коэффициент пропорциональности. Для простейшего анализа можно пренебречь пространственными зависимостями, связанными с уходом носителей в неосвещенную область

полупроводника то выражение для коэффициента нелинейности запишется в виде [6]:

$$n_1 \approx \alpha \tau \eta \sigma / \hbar \omega, \quad (4)$$

где  $\hbar \omega$  - энергия кванта света,  $\alpha$  - коэффициент поглощения,  $\eta$  - относительная доля фотоэлектрического поглощения,  $\tau$  - время жизни избыточных носителей.

Коэффициент поглощения света в данном случае не является постоянной величиной, поскольку в среде с резонансным поглощением действительная и мнимая части диэлектрической проницаемости связаны дисперсионными соотношениями Крамерса-Кронига [7]. При изменении концентрации носителей изменения в спектре поглощения связаны главным образом с насыщением собственного поглощения на частотах вблизи его края, со смещением частоты плазменного резонанса, а также с изменениями комбинационных фонноно-плазменных частот, явлениями экранирования, поглощения свободными носителями заряда. Основной вклад обычно дают межзонные переходы, а при низких температурах - экситонные переходы. Для межзонного эффекта можно применить подход, развитый в [6], откуда следует, что каждый переход из валентной зоны в зону проводимости, характеризуемый эффективным электрическим дипольным моментом  $\mu$ , дает вклад  $\Delta n$  в показатель преломления, равный

$$\Delta n \approx \frac{2\pi}{\hbar n_0} \frac{|\mu|^2}{\omega_0 - \omega}, \quad (5)$$

где  $\omega_0$  - центральная частота перехода.

Если верхнее энергетическое состояние заполнено, резонансного поглощения не происходит и показатель преломления уменьшается на величину  $\Delta n$ . Таким образом, в области  $\omega < \omega_0$  показатель преломления уменьшается при увеличении концентрации носителей. Учет вкладов носителей, распределенных равномерно по полосе уровней, приводит к следующей формуле для межзонной компоненты  $\sigma$ :

$$\sigma = \frac{dn}{dN} \approx -\frac{2\pi}{\hbar n_0} \frac{|\mu|^2}{\omega_0 - \omega}, \quad (6)$$

где  $|\mu|$  и  $\omega_0$  - эффективные средние значения  $\mu$  и  $\omega_0$  соответственно.

Вклад плазменных переходов согласно [8] можно представить в виде:

$$\delta \epsilon = -\frac{4\pi N e^2}{m_{ef} \omega^2}, \quad (7)$$

при условии, что рассматриваемая частота больше, чем частота плазменных колебаний. В этом случае для плазменной компоненты величины  $\sigma$  находим:

$$\sigma = -\frac{2\pi e^2}{n_0 m_{ef} \omega^2}. \quad (8)$$

Из соотношений (6) и (8) следует, что две основные компоненты  $\sigma$  отрицательны и обратно пропорциональны квадрату частоты. Следовательно, зависимость показателя преломления от концентрации свободных носителей приводит к целому ряду оптических нелинейных явлений, поскольку величина потока излучения влияет на показатель преломления посредством изменения числа свободных носителей. Поскольку в полупроводниковых стримерных лазерах концентрация неравновесных носителей заряда в канале разряда достигает значений  $\sim 10^{20}$  см<sup>-3</sup>, а интенсивность свечения  $\sim 10^{10}$

Вт/см<sup>2</sup>, важно установить зависимость между этими характеристиками. Так, в случае фотоэлектрического поглощения с ростом интенсивности увеличивается концентрация избыточных носителей, стремящаяся к насыщению при большой интенсивности. При этом происходит уменьшение показателя поглощения, т.е. наблюдается оптическая нелинейность по

### Im ε

Вынужденное излучение является эффектом, обратным к обычному оптическому поглощению, поэтому оно дает внутренних фотоэффект противоположного знака - уменьшение концентрации избыточных носителей и увеличение интенсивности. Следовательно, при переходе от поглощения к усилению света знак добавки к концентрации носителей изменяется от положительного на отрицательный, а в итоге изменяет знак и нелинейная добавка к показателю преломления. На практике это означает переход от самодефокусировки света к самофокусировке.

Для простейшего качественного анализа можно воспользоваться лазерными кинетическими уравнениями для электронов. В приближении пространственной однородности можно пренебречь диффузионным слагаемым и представить изменение концентрации электронов в следующем виде:

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{N}{\tau} + G - KN_{\Phi}, \quad (9)$$

где  $\tau$  - время жизни электронов проводимости,  $G$  - объемная скорость генерации носителей,  $K$  - коэффициент, описывающий скорость взаимодействия фотонов со средой, и  $N_{\Phi}$  - плотность фотонов. Если принять, что  $K$  - линейная функция концентрации электронов,

$$K = \beta(N - N_0), \quad (10)$$

где  $\beta$  - коэффициент дифференциального усиления,  $N_0$  - концентрация на пороге инверсии, когда заполнения верхних и нижних рабочих состояний сравниваются и поглощение (усиление) отсутствует. Для стационарных условий ( $dN/dt = 0$ ).

$$N_s = (G + \beta N_0 N_{\Phi})(1/\tau + \beta N_{\Phi})^{-1}, \quad (11)$$

$$dN_s/dN_{\Phi} = -\beta(N_s - N_0)(1/\tau + \beta N_{\Phi})^{-1}, \quad (12)$$

где нижний индекс  $s$  означает стационарную величину. Поскольку интенсивность излучения  $\Phi$  определяется выражением:

$$\Phi = \frac{ch\omega N_{\Phi}}{n}, \quad (13)$$

то величину нелинейной части показателя преломления можно представить в виде:

$$n_1 = \frac{dn}{dN} \cdot \frac{dN}{dN_{\Phi}} \cdot \frac{dN_{\Phi}}{d\Phi} = -\frac{dn}{dN} \cdot \frac{n}{ch\omega} \cdot \frac{\beta(N_s - N_0)}{1/\tau + \beta N_{\Phi}}. \quad (14)$$

Из выражения (14) следует, что знак  $n_1$  определяется соотношением величин  $N_s$  и  $N_0$ . Их равенство соответствует порогу инверсии, причем  $n_1$  в этом случае равно нулю, т.е. показатель преломления среды не изменяется. Самодефокусировка излучения происходит при  $n_1 < 0$ , т.е. когда  $N_s < N_0$ , поскольку  $G < N_0\tau$ . В случае  $G > N_0\tau$  получим  $n_1 > 0$ , что соответствует самофокусировке излучения.

В лазерном резонаторе плотность фотонов не является независимой величиной, поскольку она самосогласована со скоростью накачки. Для учета этого обстоятельства необходимо ввести уравнение для плотности фотонов

$$\frac{dN_{\Phi}}{dt} = -\frac{N_{\Phi}}{\tau_{\Phi}} + KN_{\Phi}, \quad (15)$$

где  $\tau_{\Phi}$  - время жизни фотонов в резонаторе лазера. В нестационарных условиях развития стримерного разряда, когда область генерации перемещается в объеме кристалла, точное решение полных скоростных уравнений (9) и (15) весьма затруднено, так как генерация носителей осуществляется в головке стримера радиусом несколько микрон, поэтому при расчетах необходимо учитывать еще и систему самосогласованных уравнений движения стримера, приведенных в работе [9]. Из полученных соотношений следует, что знак оптической нелинейности зависит от уровня накачки и изменяется при переходе через порог инверсии. В условиях стримерного лазера этот фактор играет существенную роль, поскольку имеют место как пространственная, так и временная нестационарности генерации излучения.

При развитии стримерного разряда в объеме полупроводника имеются и тепловые эффекты, которые могут оказать влияние на показатель преломления образца в области разрядного канала. В работе [4] нагрев канала на 12 К объясняется как термализацией носителей заряда, так и наличием токов, текущих в канале разряда за головкой стримера. Эти результаты согласуются с данными работы [10], в которой была определена температура электронно-дырочной плазмы стримерного разряда - примерно 500 К, а нагрев кристаллической решетки после прохождения стримера оценен как крайне незначительный. На основании вышеприведенных данных можно ожидать, что нагрев канала разряда вызовет увеличение показателя преломления, не превышающее 0,1 [11].

Таким образом, можно предполагать, что все рассмотренные механизмы оптических нелинейностей имеют место при работе стримерных лазеров. Вполне вероятно, что отрицательная нелинейность за счет самовоздействия обеспечивает уменьшение показателя преломления на границе канала разряда, а в приосевой области показатель преломления имеет большие значения за счет суммарного влияния тепловой самофокусировки и влияния лазерной накачки. Эти процессы являются нестационарными и конкурирующими, что отражается на фотохронограммах в виде прерывистой структуры излучающего канала стримера. Следовательно, процессы самовоздействия излучения, влияние неравновесных носителей и уровня накачки на показатель преломления, а также тепловые нелинейности могут сформировать оптический волновод диаметром несколько микрон при генерации света в направлении стримерного канала в монокристаллах сульфида кадмия.

### СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Laser Action in Semiconductor and Dielectrics Excited by the Electric Field / N.G. Basov, A.G. Molchanov, A.S. Nasibov et al/ IEEE J. Quant. Electr. - 1974. - V. QE-10, 1 9 - P. 794 - 796.
2. Паращук В. В., Грибковский В. П., Русаков К. И. Самоканалирование света при стримерном разряде в полупроводниках/ Lietuvos fizikos zurnalas. - 1997.- Vol. 37, № 4. - P. 343-347.
3. Яблонский Г.П., Луценко Е.В. Анизотропия нелинейной поляризуемости в сильных электрических полях и кристаллографическая ориентация разрядов. - Препринт № 693 / Ин-т физики АН Беларуси.- Минск, 1994.- 18 С.
4. Исследование генерации света в направлении стримерного канала в полупроводниках А<sub>2</sub>В<sub>6</sub>/ А.З. Обидин, А.Н. Печенов, Ю.М. Попов, В.А. Фролов/ Квант. электрон. - 1983.- Т. 10, № 6.- С. 1165-1170.
5. Анизотропия нелинейной восприимчивости кристаллов сульфида кадмия/А.А. Борщ, М.С. Бродин, Ф.Н. Марчев-

- ский, В.Н. Семиошко/ Квант. электрон. - 1984. - Т. 11, <sup>1</sup> 10. - С. 2041-2048.
6. Miller D.A.B., Smith S.D., Seaton C.T. Optical bistability in semiconductors/ IEEE J. Quant. Electr. - 1981. - V. 17, <sup>1</sup> 3 - P. 312 - 317.
  7. Miller D.A.B., Seaton C.T., Prise M.E., Smith S.D., Band-gap-resonant nonlinear refraction in III-V semiconductors/ Phys. Rev. Lett. - 1981. - V. 47, <sup>1</sup> 3 - P. 197 - 200.
  8. Thompson G.H.B. The physics of semiconductor laser devices. - N.Y.; L.: J. Wiley and Sons, 1980, P.185-186.
  9. Стриммерные лазеры на твердом теле/ Н. Г. Басов, А. Г. Молчанов, А.С. Насибов и др./ ЖЭТФ.- 1976. - Т.70, В.5. - С. 1750-1761.
  10. Диджюлис А.А., Шатковский Е.В. Разогрев электронно-дырочной плазмы при стримерном разряде в полупроводниках/ Физика и техника полупроводников. - 1988.- Т. 22, <sup>1</sup> 8. - С. 1412-1415.
  11. Langer D.W. Temperature and pressure dependence of the index of refraction of CdS// J. of Appl. Phys. -1966. - V.37, P.3530-3532.

УДК 530.1

**Прокопья А.Н., Чопчиц Н.И., Краглер Р.**

## ОДНОМЕРНОЕ ДВИЖЕНИЕ ПРОТЯЖЕННОГО ТЕЛА ПО ПОВЕРХНОСТИ С ПЕРЕМЕННЫМ КОЭФФИЦИЕНТОМ ТРЕНИЯ

Хорошо известно, что локальные в макроскопическом смысле коэффициенты сухого трения в модели Кулона-Амонтона имеют пространственные флуктуации, масштаб которых зависит от обработки поверхностей пар трения (типичный интервал значений  $10^{-4}$ - $10^{-3}$  м) и относительная величина которых достигает 0,1. Поэтому задача анализа движения протяженного тела по шероховатой поверхности с переменным коэффициентом трения является весьма актуальной, тем более, что к этому же классу задач приводит рассмотрение проблем оптимального управления движением за счет управления коэффициентом трения.

Рассмотрим одномерную задачу, в которой однородный брусок массой  $m$ , длиной  $2l$  и высотой  $2b$  выезжает с участка горизонтальной поверхности с коэффициентом трения  $\mu_2$  на участок с коэффициентом трения  $\mu_1$ . Рассмотрим вначале случай двухточечного контакта с опорой в передней и задней точках бруска (на рис. 1 отмечены силы, действующие на брусок, и указано направление скорости его центра инерции  $\vec{v}_C$ ). Считая деформации участков опоры, контактирующих с бруском, малыми и пренебрегая тем самым угловым ускорением бруска, имеем следующую систему уравнений, описывающих скольжение бруска:

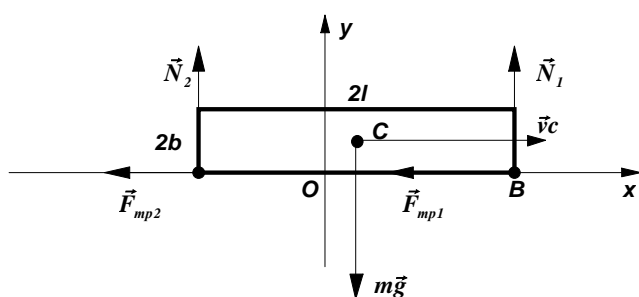


Рисунок 1.

$$\begin{cases} N_1 + N_2 = mg, \\ -F_{mp}b - (N_2 - N_1)l = 0, \\ F_{mp} = F_{mp1} + F_{mp2} = \mu_1 N_1 + \mu_2 N_2, \end{cases}$$

из которой находим

$$\begin{aligned} N_1 &= mg \frac{l + \mu_2 b}{(\mu_2 - \mu_1)b + 2l}, \\ N_2 &= mg \frac{l - \mu_1 b}{(\mu_2 - \mu_1)b + 2l}. \end{aligned} \quad (1)$$

Из (1) ясно, что при выполнении условия  $l > \mu_1 b$  контакт с опорой осуществляется как в передней, так и в задней точках бруска и уравнение движения центра инерции имеет вид:

$$m \frac{d^2 x_C}{dt^2} = - \frac{mgl(\mu_1 + \mu_2)}{(\mu_2 - \mu_1)b + 2l}, \quad \frac{d^2 y_C}{dt^2} = 0.$$

При  $\mu_1 b = l$  сила нормальной реакции опоры в задней точке бруска обращается в ноль  $N_2 = 0$  и начинается опрокидывание бруска относительно передней точки контакта (точка B). В обозначениях рис. 2 уравнения движения бруска при условии, что точка B скользит по опоре, имеют вид:

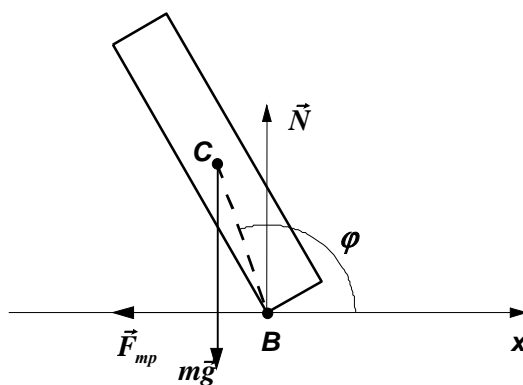


Рисунок 2.

**Прокопья Александр Николаевич.** Доцент, к. ф.-м. н. каф. физики Брестского государственного технического университета.

**Чопчиц Николай Игнатьевич.** Доцент каф. физики Брестского государственного технического университета. Беларусь, БГТУ, 224017, г. Брест, ул. Московская 267.

**Краглер Роберт.** Д. ф.-м. н., профессор Высшей технической школы, г. Равенсбург-Вайнгартен, Германия.